

なか  
中

やま  
山

きよし  
潔

授 与 学 位

理 学 博 士

学位授与年月日

昭和38年9月18日

学位記番号

理博第62号

学位授与の根拠法規

学位規則第5条第1項

研究科・専攻の名称

東北大学大学院理学研  
究科（博士課程）

学位論文題目

素粒子の相互作用につ  
いて

指 導 教 官 東北大学教授 中 林 陸 夫

論 文 審 査 委 員 東北大学教授 中 林 陸 夫

東北大学教授 森 田 章

東北大学助教授 佐 藤 岩 男

## 論 文 目 次

第1篇 スピン偏向分析による重核子パリティの決定について

§ 1 序 論

§ 2 一般公式(I)

§ 3 実 験(I)

§ 4 一般公式(II)

§ 5 実 験(II)

§ 6 結果及び考察

第2篇 電磁的相互作用による  $e-\mu$  転移

§ 1 序 論

§ 2 有効 ( $\mu e r$ ) 相互作用

§ 3 仮想光子過程

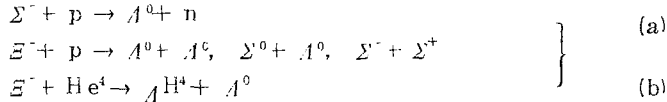
§ 4 結果及び考察

# 論文内容要旨

## 第1篇 スピン偏向分析による重核子パリティの決定について

### § 1 序 論

素粒子の強い相互作用において、P不変性（空間反転に対する不変性）及びT不変性（時間反転に対する不変性）が保存されると考えられる。したがって、重核子の強い相互作用における固有パリティを決定することは重要な課題である。この篇では重核子反応



を利用して、重核子の固有パリティを決定する方法を研究する。

即ち、反応(a)又は(b)で、横方向にスピン偏向した重核子をp又はHe<sup>4</sup>に入射させ、反応によって創られる重核子の横方向のスピン偏向成分を測定する。理論的には、スピン偏向成分の期待値が散乱行列のスカラ係数によって表現され、散乱行列の方はP不変性及びT不変性の保存則をみたし重核子及び<sub>1</sub>H<sup>4</sup>の性質に關する假定をみえず形式で表現されている。その他の理論的に不定な要素があつても、スピン偏向分析の実験条件を適当にえらぶと、その不定性と無関係に重核子パリティを決定できることが明らかとなる。

尚以下の論述では、反応の初状態の粒子の固有パリティの総計が終状態の粒子の固有パリティの総計に「等しい」場合を(even)、「等しくない」場合を(odd)で示す。又、入射重核子のスピン偏向ベクトルをP<sub>i</sub> $\vec{e}$ で示し、単位ベクトル $\vec{e}$ でその方向を指定し、p<sub>i</sub>でスピン偏向の程度(大きさ・符号)を示す。又単位ベクトル $\vec{n}$ は、反応面の法線ベクトルである( $\vec{n} = \vec{k}_i \times \vec{k}_f / |\vec{k}_i \times \vec{k}_f|$ )。

### § 2 一般公式 (I)

反応(a)を利用する方法の基本になる式を導く。理論の基礎になる假定は次の2つである。

- (1) 重核子のスピンは1/2である。
- (2) 強い相互作用でP不変性及びT不変性は保存される。

この假定に基づき、(i)散乱行列を(even) , (odd)の夫々の場合について書き下し、(ii)それをもとにして終状態の重核子のスピン偏向成分の期待値 $\langle (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\beta}) \rangle$ 又は $\langle (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{\beta}) \rangle$ を計算する。 $\vec{\beta}$ はスピン偏向成分を観測する向きを指定する単位ベクトルである。

### § 3 実験 (I)

§ 2の理論式をもとにして、第1表に示すような1組のスピン偏向分析の実験を考える。実験はすべて同一のエネルギー及び散乱角で行なうものとする。U·V·W·x·u·v·wなる量は散乱行列のスカラ係数の2次形式で表現されている。表より明らかのように、 $\Gamma_1$  ,  $\Gamma_2$ が測定されると、

$$P_{\pm}(\text{even}) \approx \frac{\Gamma_2}{1 \pm P_1 \Gamma_1}, \quad P_{\pm}(\text{odd}) = \frac{\Gamma_2}{1 \pm P_1 \Gamma_1} \quad (1)$$

の差異によつて、(even)又は(odd)の何れかを判別できる。

〔第1表〕 実験(I)の要点

実験 番号	スピン偏向分析		理論値	
	観測値	実験条件	(even) の場合	(odd) の場合
1	$\Gamma_1 \equiv \langle (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}) \rangle$	$\vec{e} = \vec{n} \times \vec{k}_1$ $\vec{\beta} = \vec{n}$	$\Gamma_1 = \frac{V}{U}$	$\Gamma_1 = -\frac{v}{u}$
2	$\Gamma_2 \equiv \langle (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) \rangle$	$\vec{e} = \vec{n} \times \vec{k}_1$ $\vec{\beta} = \vec{n}$	$\Gamma_2 = \frac{W}{U}$	$\Gamma_2 = \frac{w}{u}$
3	$P_+ \equiv \langle (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) \rangle$	$\vec{e} = \vec{n}$ $\vec{\beta} = \vec{n}$	$P_+ = \frac{\Gamma + P_1 x}{1 + P_1 \Gamma_1}$	$p_+ = \frac{\Gamma_2}{1 + P_1 \Gamma_1}$
4	$P_- \equiv \langle (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) \rangle$	$\vec{e} = -\vec{n}$ $\vec{\beta} = \vec{n}$	$P_- = \frac{\Gamma - P_1 x}{1 - P_1 \Gamma_1}$	$p_- = \frac{\Gamma_2}{1 - P_1 \Gamma_1}$

#### § 4 一般公式 (II)

反応(b)を利用して $\mathcal{E}$ パリティを決定する方法の基本となる理論式を導く。基本仮定として次の3つをおく：

- (I) 重核子はスピン 1/2 の粒子である。
- (II)  $AH^4$  はスピン 0 で励起状態をもたない。
- (III) 反応(b)で P 不変性が保存される。

これらの仮定を基礎として、 $A^0$  の単位ベクトル  $\vec{\beta}$  方向のスピン偏向成分の期待値  $\langle (\vec{\sigma} \cdot \vec{\beta}) \rangle$  を求める。その過程は § 2(i)(ii) と全く同様である。

#### § 5 実験 (II)

$\langle (\vec{\sigma} \cdot \vec{\beta}) \rangle$  の式をもとにして、第 2 表のような一連の実験を考える。実験はすべて同一のエネルギー及び散乱角で行なうものとする。実験(I)で  $\Gamma$  が知れると、 $P_{\pm}$  (even) 及び  $P_{\pm}$  (odd) の差異によつて (even) (odd) の何れの場合であるかを判別できる。

〔第2表〕 実験(II)の要点

実験 番号	スピン偏向分析		理論値	
	観測量	実験条件	(even) の場合	(odd) の場合
1	$\Gamma \equiv \langle (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}) \rangle$	$\vec{e} = \vec{n} \times \vec{k}_1$ $\vec{\beta} = \vec{n}$	$\Gamma = \frac{2 \operatorname{Re} [AB]^*}{ A ^2 +  B ^2}$	$\Gamma = \frac{-2 \operatorname{Im} [ab]^*}{ a ^2 +  b ^2}$
2	$P_+ \equiv \langle (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}) \rangle$	$\vec{e} = \vec{n}$ $\vec{\beta} = \vec{n}$	$P_+ = \frac{\Gamma + P_1}{1 + P_1 \Gamma}$	$P_+ = \frac{\Gamma - P_1}{1 - P_1 \Gamma}$
3	$P_- \equiv \langle (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}) \rangle$	$\vec{e} = -\vec{n}$ $\vec{\beta} = \vec{n}$	$P_- = \frac{\Gamma - P_1}{1 - P_1 \Gamma}$	$P_- = \frac{\Gamma + P_1}{1 + P_1 \Gamma}$

尚、第 2 表で、A, B, a, b は散乱行列にあらわれるスカラー係数である。

## § 6 結果及び考察

### (1) 基本仮定の吟味

強い相互作用における P 不変性の保存は  $\Xi$  をのぞいて実験的に証明されている。重核子の Strangeness の差異によつて相互作用の基本的な性格が不変であると考えれば、 $\Xi$  の強い相互作用に対しても P 不変性を仮定することがゆるされる。T 不変性の保存は現存する素粒子のあらゆる種類の相互作用で広く成立しているので、重核子の強い相互作用についてもその成立は疑いない。

$A$ ,  $\Sigma$  のスピンの  $1/2$  であることは実証されている。 $\Xi$  スピン及び  $\Omega H^1$  の性質に対してなされた仮定に矛盾する実験事実は存在しない。

### (2) 各実験の特徴及び適用限界

〔実験(I)〕 この実験の主要点は(1)式であるから、実験の適用可能条件は  $x=0$  なることである。凡ゆるエネルギー及び散乱角で恒等的に  $x=0$  なる場合はほとんど有り得ぬので、この実験は有効である。

〔実験(II)〕  $\Gamma=1$  のときこの実験は不能となる。又、特に  $P_1=1$  のときは、 $P_+$  (even)  $=+1$ ,  $P_-$  (odd)  $=-1$  に注意したい。反応(b)で T 不変性が保存する条件を加えると、恒等的に  $\Gamma$  (odd)  $=0$  である。T 不変性保存は疑いがないので、 $\Gamma$  の測定のみで (even), (odd) の判別が可能と考えてよい。

### (3) その他

各反応で決定される重核子の相対的なパリティは自明である。この篇で提案した実験は、理論の不定性に影響されずに (even), (odd) の差異を明確に区別できる理由によつて、重核子パリティの決定に有用な方法を提供する。

## 第 2 篇 電磁的相互作用による $e-\mu$ 転移

### § 1 序 論

この篇では電磁的相互作用による  $e-\mu$  転移の問題、即ち  $(\mu e \gamma)$  相互作用の問題を分析する。 $\mu \rightarrow e + \gamma$  崩壊の見出されぬことは  $(\mu e \gamma)$  相互作用の存在に否定的にみえる。他方 Fermi 相互作用のボーズ理論とか Fermi 相互作用の 2 次の過程を考える立場では  $(\mu e \gamma)$  相互作用がおこりうる (但し前者については  $\nu_e = \nu_\mu$  の場合に限る)。現在では、電磁的相互作用による  $e-\mu$  転移が厳密に禁止されるかどうか、あるいは存在するにしても、その高エネルギー領域での振舞い等については全く未知の状態である。理論的観点よりは virtual photon の関与する高エネルギー現象の分析を必要とする。よつて以下では、

$$e^- + (z) \rightarrow (z) + \mu^-, \quad e^- + e^- \rightarrow \mu^- + e^-, \quad e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + e^+ \quad (1)$$

の反応に主点をおいて  $(\mu e \tau)$  相互作用を分析する。

### § 2 有効 $(\mu e \gamma)$ 相互作用

ゲージ不変性、ローレンツ不変性の要求をみたし、パリティ非保存項を含む現象論的な相互作用を基礎にして分析を進める：

$$\varepsilon_{\alpha} \langle \mu | J_{\alpha}(0) | e \rangle = \varepsilon_{\alpha} \frac{i e}{(2\pi)^3} \bar{u}(p_{\mu}) \left[ a(k^2) \left\{ \gamma_{\alpha} + i(\mu - m) \frac{k_{\alpha}}{k^2} \right\} \right]$$

$$+ a'(k^2) \left\{ \gamma_\alpha + i(\mu+m) \frac{k_\alpha}{k^2} \right\} \gamma_3 + \sigma_{\alpha\beta} k_\beta \left\{ \frac{b(k^2)}{\mu+m} + \frac{b'(k^2)}{\mu-m} \right\} u(\mathbf{n}) \quad (2)$$

但し、 $\mathbf{k} = \mathbf{p}_e - \mathbf{p}_\mu$  で  $\mu$ ,  $m$  は夫々  $\mu$  中間子, 電子の質量である。理論的に未知な部分はすべて形状因子として表現されている。 $a(k^2)$ ,  $a'(k^2)$  項は virtual photon のみならずしか関与できない。real phonon に関与できるのは  $b(k^2)$ ,  $b'(k^2)$  項のみであるから、 $b \equiv b(0)$ ,  $b' \equiv b'(0)$  なる量は、 $\mu \rightarrow e + \gamma$  及び  $\mu^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$  の反応の確率の上限を与える実験より決定できる。

$$\lambda_3 = |b|^2 + |b'|^2 \leq 7.2 \times 10^{-23} \quad (\mu \rightarrow e + \gamma \text{ より}) \quad (3)$$

$$\lambda_3 = |b|^2 + |b'|^2 \leq 1.9 \times 10^{-11} \quad (\mu^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \text{ より}) \quad (4)$$

(3)(4) の大きな差異については § 4 でふれる。

### § 3 仮想光子過程

形状因子の中に virtual photon のみならずしか寄与し得ぬものが含まれるので、 $(\mu e \nu)$  相互作用の分析には virtual photon の過程を用いて分析をする必要がある。その為、反応(1)に関する最低次過程の理論的考察を次のように行なう。

- (i)  $O\left(\frac{m^2}{\mu^2}\right)$  の項を省略する近似で、形状因子を生のか形で含む一般的な微分断面積の計算。
- (ii) 形状因子に展開近似

$$\begin{aligned} a(k^2) &\simeq a(k^2/\mu^2), & a'(k^2) &\simeq a'(k^2/\mu^2) \\ b(k^2) &\simeq b, & b'(k^2) &\simeq b' \end{aligned} \quad (5)$$

を施したときの微分断面積及び全断面積の計算を行なう。その結果は常数

$$\lambda_1 = |a|^2 + |a'|^2, \quad \lambda_2 = \text{Re}[ab^* + a'b'^*], \quad \lambda_3 = |b|^2 + |b'|^2 \quad (6)$$

を含む形式で表現される。

### § 4 結果及び考察

$(\mu e \nu)$  相互作用に対する現存の実験事実は、

$$\mu \rightarrow e + \gamma, \quad \mu^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (7)$$

$$\mu \rightarrow 3e, \quad \mu^+ + (z) \rightarrow (z) + e^- \quad (8)$$

のように何れも低エネルギーの現象から得られている。したがって反応(1)の理論を実験と比べることのできるのは、高々、 $\pi$  中間子創生が起ころぬ程度の低エネルギー領域に限られる。この場合、非局所的効果が小さいものと考え、形状因子に(5)の展開をすることが許される。他方(8)の現象の理論を実験と比べることによつて、

$$\lambda_1 + 4\lambda_2 + 2.26\lambda_3 \leq 13 \times 10^{-18} \quad (\mu \rightarrow 3e \text{ より}) \quad (9)$$

$$\lambda_1 + 2\lambda_2 + \lambda_3 \leq 3.7 \times 10^{-19} \quad (\mu^+ + (z) \rightarrow (z) + e^- \text{ より}) \quad (10)$$

を得る。よつて(4)は除外して(3)を採用する。 $\lambda_2 \sim \sqrt{\lambda_1 \lambda_3}$  の大きさの程度に注意すると、 $(\mu e \nu)$  相互作用が最も大きくなりうるのは、 $\lambda_3 \ll \lambda_2 \ll \lambda_1 \sim 10^{-18}$  の場合である。このとき反応断面積は、

$$\left. \begin{aligned} \sigma(e^- + (z) \rightarrow (z) + \mu^-) &\lesssim 10^{-46} Z^2 c \bar{m} \\ \sigma(e^- + e^- \rightarrow \mu^- + e^-) &\lesssim 10^{-47} c \bar{m}^2 \\ \sigma(e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + e^-) &\lesssim 10^{-47} c \bar{m}^2 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

なることが期待できる。

現存の e-ビームの強度で上述(1)のような低エネルギー反応を分析するのは極めてむずかしい。けれども、高エネルギー領域を含めると、形状因子の振舞いは全く未知であるので、将来において反応(I)の実験が凡ゆるエネルギー領域で行なわれるのが望ましい。その際、基礎になる理論式は § 2 で与えられている。

### 公 表 論 文

第 1 篇の内容は論文(1)で、第 2 篇の内容は論文(2) (3)で夫々公表された。

- (1) K.Nakayama "Baryon Parity and Polarization Experiment " Prog. Theor. Phys 24 (1960), 953
- (2) T.Kitagaki and K.Nakayama; " e- $\mu$  Transitions Induced by Electromagnetic Interactions", Prog Theor. Phys 28 (1962) 471
- (3) T.Kitagaki and K.Nakayama; "  $\mu$ -e Pair Production by e<sup>+</sup>-e<sup>-</sup> Collision", Prog. Theor. Phys. 28 (1962), 761

### 参 考 論 文

- (1) K.Nakayama " Note on the Strange Particle Effects in S-wave Pion-Nucleon Scattering", Prog. Theor. Phys. 19 (1958), 581
- (2) 中山 潔: " 高エネルギー・レプトン反応(I)", 静岡大学教育学部研究報告 No 1 3 (1962), 177.

## 論 文 審 査 要 旨

第一篇はスピン偏極分析により重核子 ( $A, \Sigma, \Xi$ ) の固有パリティを決定しうる新しい方法を研究したものである。横偏極 (方向  $\vec{n}$ ) した負の  $\Xi$  (又は  $\Sigma$ ) を陽子に於て強い相互作用によつて 2 個の  $A$  及び 2 個の  $\Sigma$  (又は中性子と  $A$ ) を生ずる 2 体反応では、重核子のスピンは  $1/2$ , 強結合は空間、時間反転に対して不変と仮定する事で反応行列の詳しい知識なしに重核子パリティが決定しうることを示した。即ち反応行列の一般形から 2 個の生成粒子の横偏極を与える表式を求めるとそれは (a) 反応前後の固有パリティ和が等しい場合と (b) 等しくない場合で異なる形をもつ。そこで反応面が  $\vec{n}$  を含む場合の 2 個の生成粒子の横偏極の測定と  $\vec{n}$  に垂直な場合の特定の生成粒子の上下の横偏極の測定 (いずれも生成粒子の方向は同じ状況で) 合計 4 回の実験を組合すと、a, b いずれかが一義的に区別され、こうして重核子のパリティ決定に導かれることを示した。

負の  $\Xi$  を  $\text{He}^4$  核に於てた場合にも同様の考察を行つている。基本とした仮定は正当又は妥当である。実験技術の現段階では直ちに実用的とならないが理論の不定性に関係なくパリティを決定しうる方法を与えた点で意味がある。

第二篇は電磁的作用によつて電子と  $\mu$  中間子が相互転換する問題を扱う。これは 2 粒子が高エネルギー領域を除けば大きい質量差に係らず殆んど同じ振舞を示す点から興味ある問題である。 $\mu$  と電子と電磁場 (光子) との相互作用が存在するならその型は不変性 (但しパリティ非保存を許す) から形状因子を含んで制限されるが、著者はこれを用いて仮想光子による相互転換即ち電子と核の衝突による  $\mu$  生成, 2 電子又は電子対からの  $\mu$  生成, を計算した。その断面積は最低次において求め、入射電子のエネルギーは  $\pi$  中間子をつくるに足りない程度の場合の近似式を与えた。それは結果的に構造常数としてパラメタ  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  を含む。 $\lambda_1$  は著者の扱つたような仮想光子過程にのみきくことを注意している。これらパラメタの決定は実光子過程,  $\mu$  の 3 電子転換,  $\mu$  の核衝突による  $e^-$  への転換に対する諸家の理論計算と実験値上限を比較検討して  $\lambda_1$  丈が著大で上限値は  $10^{-16}$  と推定し、著者の扱つた 3 過程の断面積として高々  $10^{-46} Z^2$  乃至  $10^{-47} \text{cm}^2$  をえている。この値は現在の加速器による電子ビーム強度では実測困難であるが将来の実験への準備をした点でも有用と考えられる。

尚、参考論文もすべて既発表のものである。よつて中山潔提出の論文は理学博士の学位論文として合格と認める。